بررسی اثر انتقال حرارت تشعشعی بر نرخ گرم شدن یک قطره سوخت در حضور چرخش داخلی قطره*

مرتضی عنبرسوز(۱)   حمید نیازمند(۲)

چکیده با توجه به بالا بودن دما در اکثر سیستم‌های احتراقی که در آنها از پاشش سوخت استفاده می‌شود، انتقال حرارت تشعشعی به قطره سوخت تزریق شده می‌تواند در نرخ گرم شدن و در نتیجه در طول عمر قطرات دارای اهمیت باشد. در این مقاله اثر انتقال حرارت تشعشعی به دو صورت تابش جهت دار و تابش با تقارن کروی بر نرخ گرم شدن یک قطره سوخت با درنظر گرفتن چرخش داخلی آن مورد بررسی قرار گرفته است. حوزه سیال در داخل و خارج از قطره، با استفاده از روش حجم کنترل و در حضور انتقال حرارت تشعشعی به قطره، حل شده‌اند. از تئوری می (Gustav Mie) برای محاسبه شدت و توزیع تابش جهت‌دار و از مدل ساده‌سازی شده دمبروسکی (Leonid A. Dombrovsky) برای محاسبه شدت و توزیع شعاعی تابش با تقارن کروی استفاده شده است. نتایج نشان می‌دهد که حداکثر جذب برای قطره‌ای از جنس دودکان در حالت تابش جهت‌دار عمدتاً در پشت قطره و در حالت تقارن کروی در سطح جلویی قطره اتفاق می‌افتد. به علاوه از نتایج به دست می‌آید که تابش جهت‌دار تاثیر چندانی بر نرخ گرم شدن قطرات ندارد، اما تابش با تقارن کروی می‌تواند نرخ گرم شدن قطره را تسریع کند.

واژه‌های کلیدی قطره سوخت، تزریق قطرات، نرخ گرم شدن، تابش جهت دار، تابش با تقارن کروی

Thermal Radiation Heat Transfer Effects on Single Fuel Droplet Heat up Considering it’s Internal Circulation

M. Anbarsooz   H. Niazmand

Abstract *High temperatures are often encountered in almost all of the combustion systems, therefore, thermal radiation heat transfer can influence the droplets heat up rate and consequently their life time. In this paper, the effect of thermal radiation heat transfer is investigated for two cases of directional and spherically symmetric illuminations. The flow and temperature fields insdie and outside of the droplet are solved numerically using control volume approach in the presence of thermal radiation. Mie theory is used for the case of directionally illuminated droplet and Dombrovsky’s simplified model is employed for the spherically symmetric illumination to determine the amount and distribution of the absorbed thermal heat inside the droplet. Maximum absorption for a dodecane droplet occurs at the back of the droplet when subjected to directional illumination, while it happens on the surface of the droplet for spherically symmetric illumination. Results show that the heat up rate is less affected by directional radiation whereas spherically symmetric radiation enhances the heat up rate.*

Key Words Fuel Droplet, Vaporization Rate, Droplet Injection, Directional Illumination, Spherically Symmetric Illumination

---

* نسخه‌ی نخست مقاله در تاریخ ۸۹/۷/۱۳ نسخه پذیرش آن در تاریخ ۹۰/۸/۹ و نسخه آماده چاپ آن در تاریخ ۹۰/۹/۱ به دفتر نشریه رسیده است.

(۱) نویسنده‌ی مسؤول: دانشجوی دکترای مهندسی مکانیک، دانشکده مهندسی، دانشگاه فردوسی مشهد

(۲) دانشیار، گروه مهندسی مکانیک، دانشکده مهندسی، دانشگاه فردوسی مشهد

مقدمه

امروزه، استفاده از سیستم‌های احتراقی که در آنها از تزریق قطرات سوخت مایع استفاده می‌شود، بسیار رایج است که می‌توان به موتورهای احتراق داخلی، محفظه‌های احتراق، بویلرهای با سوخت‌های مایع هم‌چون مازوت، به عنوان مثال‌هایی پرکاربرد از این سیستم‌ها اشاره کرد. بدیهی است برای طراحی صحیح و بهینه آنها، نیاز به درک دقیقی از دینامیک قطرات تزریق شده، نرخ گرم شدن و تبخیر آنها می‌باشد [1]. در مسایل واقعی که در آنها با توده ذرات یا اسپری‌ها روبه‌رو هستیم، با توجه به پیچیدگی بسیار زیاد مسأله، استفاده از حل معادلات ناویراستوکس برای محاسبه جریان دقیق اطراف هر قطره در اسپری، به دلیل هزینه محاسباتی بسیار زیاد آن در کاربردهای عملی غیر ممکن است و برای تحلیل این مسایل از تحلیل‌های تقریبی استفاده می‌شود. عملا روابطی که از حل معادلات ناویراستوکس برای یک قطره منفرد به دست می‌آیند، مبنای مناسبی برای این تحلیل‌های تقریبی هستند. به همین دلیل بررسی فرآیندهای مربوط به یک قطره منفرد، مورد توجه محققین بسیاری قرار گرفته است [2]. در این مقاله با توجه به بالا بودن دما در اکثر سیستم‌های احتراقی، به بررسی اثر انتقال حرارت تابشی بر نرخ گرم شدن یک قطره سوخت منفرد با درنظر گرفتن چرخش داخلی قطره پرداخته شده است.

تاکنون برای به دست آوردن میزان جذب انرژی از طریق انتقال حرارت تابشی و هم‌چنین توزیع آن درون قطره‌های نیمه شفاف، مدل‌های مختلفی ارایه شده است [1]. از مهم‌ترین مدل‌های موجود می‌توان به تئوری می (Mie Theory)، روش تعقیب اشعه (تقریب هندسی نوری (Geometrical Optics Approach))، معادله انتقال حرارت تشعشعی Radiation Transfer (Equation) ، مدل‌های ساده‌سازی شده‌ی (Di-pole) DP0و (Modified Di-pole)MDP0 و مدل جدید دمبروسکی، اشاره کرد [1].

مدل می، مدلی نسبتا کامل برای ارزیابی میزان جذب انرژی تابشی و توزیع آن درون قطرات نیمه شفاف می‌باشد [3,4]. این مدل که بر پایه حل معادلات الکترومغناطیس ماکسول می‌باشد، در مقایسه با سایر مدل‌ها دارای فرضیات ساده‌کننده‌ی کمتری است. مهمترین مشکل این روش هزینه محاسباتی بسیار بالای آن بوده که استفاده از آن را تاکنون بسیار محدود کرده است. به همین علت تلاش‌های بسیاری برای ایجاد یک مدل ساده‌تر برای محاسبه میزان جذب تشعشع توسط قطرات مایع نیمه شفاف صورت گرفته است. هارپول (Harpole) توزیع شعاعی میزان جذب انرژی تشعشعی توسط قطرات آب را با استفاده از روش تعقیب اشعه محاسبه کرد. سپس تاثیر این حرارت جذب شده را بر نرخ تبخیر قطرات (با استفاده از یک مدل بسیار ساده که در آن از توزیع انرژی تابشی صرف نظر شده و تنها کل انرژی جذب شده توسط قطره در نظر گرفته شده است) بررسی کرد [5]. تونتومو (Tuntomo) و همکاران [6] توزیع دقیق انرژی جذب شده توسط یک ذره کروی را با استفاده از تئوری می و هم‌چنین با استفاده از روش تعقیب اشعه بر حسب طول مشخصه (Size parameter) و ضریب شکست مختلط به دست آورده و معیاری برای بازه‌ی صحت روش تعقیب اشعه ارایه کردند. بر مبنای نتایج کار آنها، هنگامی‌که قطر قطرات در مقایسه با طول موج تابش به اندازه کافی بزرگ باشد، می‌توان به جای فرض موجی بودن نور، آن را به صورت اشعه‌ای که در خط راست حرکت می‌کند در نظر گرفت. مقایسه نتایج به دست آمده از این تئوری با تئوری می نشان می‌دهد که استفاده از روش تعقیب اشعه هنگامی قابل قبول است که داشته باشیم [6]:

$$\frac{2\pi r_d}{\lambda} > 20n^3 \qquad (۱)$$

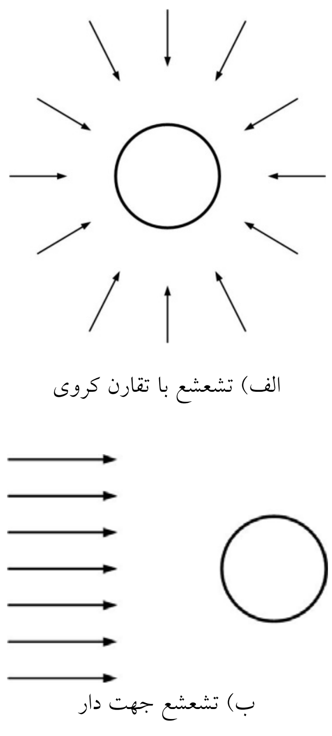
که در آن r_d شعاع قطره، λ طول موج تابش، n ضریب شکست قطره و κ ضریب جذب آن است. رابطه فوق به ازای $1 \le n \le 2$ و $0.001 \le \kappa \le 1$ دارای اعتبار است [6]. آنها با استفاده از توزیع به دست آمده،

تنها مسأله انتقال حرارت هدایت گذرا در یک ذره کروی را مورد بررسی قرار دادند [7] و پارامتری برای تعیین میزان اهمیت انتقال حرارت تشعشعی نسبت به انتقال حرارت هدایت معرفی کردند.

با این‌که معادله انتقال حرارت تشعشعی که در قسمت‌های بعدی به آن اشاره شده است، به نسبت تئوری می و روش تعقیب اشعه دارای هزینه محاسباتی کمتری است، اما همچنان برای استفاده در برنامه‌های چندبعدی و احتراقی مناسب به نظر نمی‌رسد. دمبروسکی (Dombrovsky) از کسانی است که تلاش زیادی برای ارایه مدلی با هزینه محاسباتی کمتر برای تعیین میزان جذب و گسیل تشعشع توسط قطرات کروی نیمه شفاف انجام داده است. او نیز از مقایسه نتایج تئوری می و معادله انتقال حرارت تشعشعی معیاری برای ارزیابی صحت استفاده از معادله انتقال حرارت تشعشعی ارایه کرد [8]. او هم‌چنین مدل ساده سازی شده‌ای به نام MDP0 را که به نسبت حل معادله انتقال حرارت تشعشعی بسیار ساده‌تر است، ارایه کرد [9,10].

دمبروسکی در ادامه راه خود به همراهی ساژین (Sazhin) در سال ۲۰۰۳، مدلی جدید و ساده‌تر برای محاسبه میزان جذب انرژی تشعشعی توسط قطرات نیمه شفاف در حالت تشعشع وارده با تقارن کروی ارایه کرد [11]. ساژین مسأله گرم شدن گذرای قطرات سوخت را در حضور انتقال حرارت تشعشعی با استفاده از این مدل ساده‌سازی شده مورد بررسی قرار داد [12]. او معادله هدایت گذرا را در حضور انتقال حرارت تشعشعی با استفاده از یک روش تحلیلی برای یک قطره منفرد حل کرد.

از پنج مدلی که در بالا نام برده شد، تاکنون تنها تئوری می و روش تعقیب اشعه برای زمانی که تشعشع وارده به قطره جهت‌دار (Directional Illumination) باشد، مورد استفاده قرار گرفته‌اند. در سه مدل دیگر فرض بر این است که تشعشع وارده به قطره، دارای تقارن کروی (Spherically Symmetric) باشد. در شکل (۱) تشعشع جهت‌دار و تشعشع با تقارن کروی به طور شماتیک نشان داده شده است. گرچه در بسیاری از کاربردهای عملی به نظر می‌رسد که تشعشع وارده از شعله به قطرات متقارن نیست (مانند انتقال حرارت تابشی از جبهه شعله به قطرات تزریق شده در یک موتور احتراق داخلی و یا یک محفظه احتراق)، اما پخش شدید تشعشع توسط خود قطرات سوخت و هم‌چنین بالا بودن ضخامت‌های نوری اسپری‌های سوخت باعث می‌شود که تشعشع دریافتی توسط قطرات میانی اسپری به حالت متقارن نزدیک‌تر باشد. البته باید در نظر داشت که فرض متقارن بودن تشعشع وارده در مورد قطرات کناره‌های اسپری از دقت کمتری برخوردار است و در این موارد می‌بایست از مدل‌های تابش جهت‌دار استفاده شود [11]. به همین دلیل در این مقاله هر دو نوع تابش مورد بررسی قرار گرفته است.



الف) تشعشع با تقارن کروی

ب) تشعشع جهت دار

شکل ۱ تشعشع تابیده شده به قطره در حالت تقارن کروی (الف) و جهت دار (ب)

به علاوه، بر خلاف محققین قبلی که به منظور محاسبه توزیع دمای داخل یک ذره کروی تحت تابش تنها معادله هدایت را حل کرده‌اند، در کار حاضر معادلات کامل ناویراستوکس و انرژی درون قطره حل شده و چرخش سیال داخل قطره نیز در محاسبات در نظر گرفته شده است. مطالعات قبلی نشان می‌دهد که حضور چرخش داخلی سیال، اثرات قابل ملاحظه‌ای بر افزایش نرخ انتقال حرارت و جرم قطره داشته که نمی‌توان از آن چشم پوشید [1]. ابرامزون و سیرگیانو (Abramson and Sirignano) اثر چرخش سیال داخل قطره بر افزایش نرخ انتقال حرارت را با درنظر گرفتن ضریب هدایت حرارت موثر در محاسبات خود وارد کردند [13]. بر مبنای کار آنها می‌توان نشان داد که ضریب هدایت موثر قطره‌ای از جنس دودکان با قطر ۱۰۰ مایکرومتر که با رینولدز اولیه ۵۰ تزریق شده باشد، حدود ۲/۷ برابر ضریب هدایت فیزیکی دودکان می‌باشد. به علاوه توزیع نسبتا پیچیده‌ی جذب حرارت تشعشعی می‌تواند بر توزیع دمای درون قطره و درنتیجه بر چرخش داخلی آن اثرات قابل توجهی داشته باشد. در صورت وجود انتقال حرارت تشعشعی، مدل ضریب هدایت موثر اعتبار خود را از دست می‌دهد و بایستی معادلات کامل ناویراستوکس و انرژی در داخل قطره نیز حل شوند.

در این مقاله به منظور بررسی اثر تشعشع بر نرخ گرم شدن یک قطره منفرد از دو مدل تئوری می و مدل ساده‌سازی شده دمبروسکی استفاده شده است. از مدل اول برای بررسی اثر تابش جهت‌دار و از مدل دوم برای بررسی اثر تابش با تقارن کروی استفاده شده و تابعیت ضریب جذب و ضریب شکست از طول موج تابش نیز در محاسبات مربوطه لحاظ شده است.

توزیع انرژی تابشی درون قطره با استفاده از تئوری الکترومغناطیس (تئوری می)

با توجه به این‌که انرژی تابشی از جنس امواج الکترومغناطیس است، می‌توان از این خاصیت تابش برای محاسبه میزان جذب حرارت توسط مواد نیمه شفاف استفاده کرد. روابط حاکم بر توزیع و انتشار انرژی تابشی توسط روابط میدان الکتریکی متناظر با امواج الکترومغناطیس قابل بیان است [4].

برای به‌دست آوردن توزیع انرژی تابشی جذب شده در یک کره نیمه شفاف، ابتدا باید توزیع میدان الکتریکی داخلی آن تعیین شود. برای هر نقطه در محیط که خواص فیزیکی آن پیوسته باشد، معادلات حاکم بر میدان الکترومغناطیس، معادلات ماکسول می‌باشند. بنابراین برای به دست آوردن میدان الکترومغناطیس داخل قطره، بایستی معادلات ماکسول در داخل و خارج از قطره حل شوند و در مرز با یکدیگر تطابق داده شوند. این کار توسط می (۱۹۰۸) برای یک کره انجام شده است [4]. برای یک موج تشعشعی تک فام (Monochromatic) صفحه‌ای، المان‌های فضایی میدان الکتریکی داخلی یک کره همگن و ایزوتروپیک را می‌توان به شکل زیر ارایه کرد [3,4]:

$$E_r = \frac{E_0\cos\phi}{m^2\rho^2}\sum_{n=1}^{\infty} i^{n+1}(2n+1)a_n\psi_n(m\rho)P_n^1(\cos\theta)$$

$$E_\theta = \frac{E_0\cos\phi}{m\rho}\sum_{n=1}^{\infty} i^{n+1}\frac{(2n+1)}{n(n+1)}\left[a_n\psi'_n(m\rho)\frac{dP_n^1(\cos\theta)}{d\theta} + i b_n\psi_n(m\rho)\frac{P_n^1(\cos\theta)}{\sin\theta}\right]$$

$$E_\phi = -\frac{E_0\sin\phi}{m\rho}\sum_{n=1}^{\infty} i^{n+1}\frac{(2n+1)}{n(n+1)}\left[a_n\psi'_n(m\rho)\frac{P_n^1(\cos\theta)}{\sin\theta} + i b_n\psi_n(m\rho)\frac{dP_n^1(\cos\theta)}{d\theta}\right]$$

(۲)

که در آن E_0 دامنه (Amplitude) میدان الکتریکی وارده، m ضریب شکست مختلط (Complex Refractive Index) و ρ مختصه شعاعی است که برابر است با:

$$\rho = \frac{2\pi r}{\lambda} \qquad (۳)$$

که در آن r فاصله شعاعی از مرکز قطره و λ طول موج تشعشع تابیده شده به قطره است. تابع ψ_n، تابع

ریکاتی- بسل از مرتبه n و پرایم‌ها نشان دهنده مشتق‌گیری نسبت به آرگمان هستند. هم‌چنین P_n^1 چندجمله‌ای لژاندر می‌باشد. ضرایب a_n و b_n به صورت زیر تعریف می‌شوند [4]:

$$a_n = \frac{m\psi'_n(x)\xi_n(x) - m\psi_n(x)\xi'_n(x)}{m\psi_n(mx)\xi'_n(x) - \psi'_n(mx)\xi_n(x)}$$

$$b_n = \frac{m\psi'_n(x)\xi_n(x) - m\psi_n(x)\xi'_n(x)}{\psi_n(mx)\xi'_n(x) - m\psi'_n(mx)\xi_n(x)}$$

(٤)

که در آن x طول مشخصه بدون بعد است که به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$x = \frac{2\pi r_d}{\lambda} \qquad (٥)$$

که rd شعاع قطره است. هم‌چنین ξ_n تابع ریکاتی بسل نوع سوم می‌باشد [14]. می‌توان نشان داد در حالتی که تشعشع وارده غیرپلاریزه باشد، مولفه‌های میدان الکتریکی داخلی را می‌توان با قرار دادن $\phi = \pi/4$ به دست آورد [5].

توزیع محلی انرژی تابشی جذب شده را می‌توان با استفاده از توزیع میدان الکتریکی داخل قطره با استفاده از رابطه زیر به دست آورد [5]:

$$Q(r,\theta) = \frac{4\pi n\kappa I_0}{\lambda} S(r,\theta) \qquad (٦)$$

که در آن S تابع نرمال شده به صورت:

$$S(r,\theta) = \left|\frac{E}{E_0}\right|^2 \qquad (٧)$$

می‌باشد که E میدان الکتریکی داخل قطره است. بنابراین با معلوم بودن طول مشخصه بدون بعد و ضریب شکست مختلط و هم‌چنین شدت تشعشع وارده، می‌توان توزیع انرژی جذب شده داخل قطره را به دست آورد.

مدل ساده‌سازی شده دمبروسکی

معادله انتقال حرارت تشعشعی درون قطره را می‌توان به صورت زیر ارایه کرد [15]:

$$\mu\frac{\partial I_\lambda}{\partial r} + \frac{1-\mu^2}{r}\frac{\partial I_\lambda}{\partial \mu} + a_\lambda I_\lambda = 0 \qquad (٨)$$

که در آن $I_\lambda(r,\mu)$ شدت تشعشع طیفی در هر نقطه داخل قطره است که در امتداد زاویه φ (زاویه آزیموتال (Azimuthal) در دستگاه مختصات کروی) از صفر تا 2π انتگرال گیری شده است. a_λ ضریب جذب قطره و $\mu = \cos\theta$ می باشد که زاویه θ از جهت r محاسبه می‌شود. شرایط مرزی این معادله به صورت زیر می‌باشند [۱۵]:

$$\begin{cases} I_\lambda(0,-\mu) = I_\lambda(0,\mu) \\ I_\lambda(r_d,-\mu) = R(n,\mu)I_\lambda(r_d,\mu) + \\ \qquad [1-R(1/n,-\mu')].n^2 I_\lambda^{ext}(-\mu') \end{cases}$$

(٩)

که در آن $\mu' = \sqrt{1-n^2(1-\mu^2)}$ است که n ضریب شکست، R ضریب بازتاب، I_λ^{ext} شدت تابش طیفی وارده است. شرط مرزی اول، شرط تقارن در مرکز قطره است. شرط مرزی دوم، بیان‌کننده این است که مقدار $I_\lambda(r_d,-\mu)$ در سطح قطره برابر است با مجموع شدت تشعشع بازتاب شده (ترم اول در سمت راست معادله) به علاوه‌ی شدت تشعشع شکسته شده (ترم دوم در سمت راست معادله). توان تشعشعی جذب شده به ازای واحد حجم قطره برابر است با:

$$P(r) = \int_0^\infty p_\lambda(r)d\lambda_0 \qquad (١٠)$$

که در آن:

$$p_\lambda(r) = a_\lambda I_\lambda^0(r), \qquad I_\lambda^0(r) = \int_{-1}^{1} I_\lambda(r,\mu)\,d\mu \qquad (١١)$$

و $I_\lambda^0(r)$ شدت تشعشع طیفی تابیده شده به قطره است.

محاسبه توان تشعشعی جذب شده در قطره با استفاده از معادله انتقال حرارت تشعشعی هم‌چنان پیچیده است. دمبروسکی برای ساده کردن این معادلات از فرضیات ساده کننده‌ی دیگری استفاده کرد. در تقریب MDP0 [11] فرض می‌شود که شدت تشعشع در هسته قطره ($r \le r^* = r_d/n$) ثابت است. هم‌چنین در $r^* < r \le r_d$ مقادیر ثابت شدت تشعشع در بازه‌های

زاویه‌ای $-1 \le \mu < -\mu_*$ و $\mu_* \le \mu < 1$ اتفاق می‌افتد که $\mu_* = \sqrt{1-(r^*/r)^2}$ است و تشعشع نمی‌تواند به بازه زاویه‌ای $-\mu_* < \mu < \mu_*$ نفوذ کند. نتایج به دست آمده از این فرضیات با نتایج به دست آمده از حل عددی معادله انتقال حرارت تشعشعی مقایسه شده‌اند و تطابق خوبی نشان داده‌اند. این تقریب بر پایه تحلیل تابع زیر می‌باشد:

$$g_0(r) = \begin{cases} I_\lambda^0(r) & r \le r^* \\ \dfrac{I_\lambda^0(r)}{1-\mu_*} & r^* < r \le r_d \end{cases} \quad (۱۲)$$

با انتگرال گیری معادله (۸) و شرایط مرزی آن روی μ، معادله حاکم به یک مسأله مقدار مرزی تبدیل می‌شود. اما برطبق مدل ارایه شده توسط دمبروسکی، P_{total} را می‌توان بدون نیاز به حل یک مسأله مقدار اولیه با استفاده از رابطه زیر به دست آورد [11]:

$$P_{total} = \pi r_d^2 \int_0^\infty Q_a I_\lambda^{0(ext)} d\lambda \quad (۱۳)$$

که Q_a راندمان فاکتور جذب (Efficiency factor of absorption) می‌باشد. نسبت انرژی جذب شده توسط ذره کروی به انرژی تابیده شده به آن به ازای واحد سطح کره را سطح مقطع جذب (Absorption cross section) می‌نامند. راندمان فاکتور جذب عبارت است از نسبت سطح مقطع جذب به سطح مقطع کره یعنی:

$$Q_a = \frac{C_a}{\pi r^2} \equiv \text{efficiency factor of absorption} \quad (۱۴)$$

که در آن C_a سطح مقطع جذب و r شعاع کره می‌باشد. اما همیشه از مقدار انرژی جذب شده به منظور محاسبه‌ی نرخ گرم شدن قطره استفاده می‌شود. مابقی انرژی از قطره عبور کرده و یا پخش می‌شود. دمبروسکی راندمان فاکتور جذب را با رابطه زیر تقریب زد [11]:

$$Q_a = \frac{4n}{(n+1)^2}[1-\exp(-2a_\lambda r_d)] \quad (۱۵)$$

در این‌صورت توان تشعشعی جذب شده به ازای واحد حجم برابر خواهد بود با:

$$P(r) = \frac{0.75}{r_d}\int_0^\infty Q_a w(r) I_\lambda^{0(ext)} d\lambda \quad (۱۶)$$

که در آن $w(r)$ تابعی است نرمال شده که به صورت زیر تعریف شده است:

$$w(r) = \frac{p_\lambda(r)}{\dfrac{3}{r_d^3}\displaystyle\int_0^{r_d} p_\lambda(r) r^2 dr} \quad (۱۷)$$

در صورتی که تشعشع خارجی، تشعشع از جسم سیاه فرض شود، $I_\lambda^{0(ext)} = 4\pi B_\lambda(T_{ext})$ خواهد بود که B_λ تابع پلانک است. بنابراین توان تشعشعی جذب شده در واحد حجم به شکل زیر خواهد بود:

$$P(r) = \frac{3\pi}{r_d}\int_0^\infty Q_a w(r) B_\lambda(T_{ext}) d\lambda \quad (۱۸)$$

در نتیجه برای به دست آوردن توزیع شعاعی توان تشعشعی جذب شده در واحد حجم قطره، تنها نیاز به داشتن تخمینی از $w(r)$ می‌باشد. دمبروسکی بر پایه حل معادله دیفرانسیل مقدار مرزی بر پایه تابع معرفی شده در معادله (۱۲) و یک سری ساده سازی‌های ریاضی تخمینی برای تابع $w(r)$ به شکل زیر ارایه کرد (برای جزییات بیشتر مرجع [11] را ببینید):

$$w(\bar{r}) = \frac{[1-\mu^*\Theta(\bar{r}-\frac{1}{n})](\bar{r}^2+\bar{\gamma})}{[0.6(1-\mu_c^5)-\frac{\mu_c^3}{n^2}]+\bar{\gamma}(1-\mu_c^3)} \quad (۱۹)$$

که در آن Θ تابع پله واحد هیویساید (Heaviside unit step function) [13]، $\mu_c = \sqrt{1-(1/n^2)}$، $\bar{\gamma} = 1.5/\tau_0^2 - 0.6/n^2$، $\tau_0 = a_\lambda r_d$ و $\bar{r} = r/r_d$ می‌باشد.

با افزایش ضخامت نوری، اختلاف بین تخمین ارایه شده و حل مسأله مقدار مرزی افزایش پیدا می‌کند. برای ضخامت‌های نوری بزرگ‌تر $\tau_0 > \sqrt{2.5n}$ دمبروسکی تخمین زیر را برای $w(\bar{r})$ ارایه کرد [11]:

$$w(\bar{r}) = w(\tau) = \frac{\xi^2\tau_0^3}{3}\frac{\exp[-\xi(\tau_0-\tau)]}{\tau_0(\xi\tau_0-2)+\frac{2}{\xi}[1-\exp(-\xi\tau_0)]} \quad (۲۰)$$

که در آن $\xi = 2/(1+\mu_c)$ می باشد.

مسأله مورد بررسی

در مقاله حاضر، به بررسی اثر انتقال حرارت تشعشعی (در دو حالت تقارن کروی و جهت‌دار) بر نرخ گرم شدن یک قطره‌ی منفرد از جنس سوخت دیزل با شعاع ۵۰ میکرون می‌پردازیم. نرخ گرم شدن قطره عبارت است از نرخ تغییرات دمای میانگین قطره با زمان که در واقع شیب نمودار (دمای میانگین قطره – زمان) می‌باشد. خواص فیزیکی دودکان ($C_{12}H_{26}$) و خواص تابشی low sulfur ESSO AF1313 برای سوخت دیزل در نظر گرفته شده، که از مرجع [16] استخراج شده است. قطره با رینولدز اولیه ۵۰ و دمای اولیه ۳۰۰ درجه کلوین به محیط هوای متراکم در فشار ۱۰ بار و دمای ۱۰۰۰ درجه کلوین تزریق می‌شود. تشعشع وارده از جبهه شعله معادل تشعشع از یک جسم سیاه با دمای ۱۵۰۰ درجه کلوین در نظر گرفته شده است. خواص ترموفیزیکی سوخت به صورت تابعی از دما لحاظ شده‌اند. دانسیته (ρ_L)، ویسکوزیته(μ_L)، گرمای ویژه در فشار ثابت ($C_{p,L}$) و ضریب هدایت (k_L) دودکان برحسب دما با استفاده از روابط زیر قابل محاسبه می‌باشند [16]:

$$\rho_L(kg/m^3) = 744.11 - 0.771*(T-300) \qquad (۲۱)$$

$$\mu_L(Pa.sec) = 10^{-3}*\exp[2.0303*(300/T)^2 + 1.1769*(300/T) - 2.929] \qquad (۲۲)$$

$$C_{p,L}(kJ/(kg.K)) = 2.18 + 0.0041*(T-300) \qquad (۲۳)$$

$$k_L(W/(m.K)) = 0.1405 - 0.00022*(T-300) \qquad ((۲٤)$$

در روابط بالا دما (T) بر حسب درجه کلوین می‌باشد. هم‌چنین خواص تابشی سوخت، ضریب شکست (n) و ضریب جذب (κ) برای low sulfur ESSO AF1313، به صورت تابعی از طول موج با استفاده از روابط زیر قابل محاسبه هستند [11]:

$$n = n_0 + 0.02\frac{\lambda-\lambda_m}{(\lambda-\lambda_m)^2 + 0.001} \qquad (۲۵)$$

$$\kappa = 10^{\xi} \qquad (۲٦)$$

که در آن $n_0 = 1.46$ و $\lambda_m = 3.4\ \mu m$ می باشد و λ بر حسب مایکرون می‌باشد و داریم:

$$\begin{aligned}
&\xi = -6.4 && \text{when } 0.5 \le \lambda \le 1\\
&\xi = (6.4-b_1)(\lambda-1)^2 && \text{when } 1 < \lambda \le 2\\
&\xi = -b_1 && \text{when } 2 < \lambda \le 2.2\\
&\xi = 10(b_1-2.3)(\lambda-2.2) - 3.4 && \text{when } 2.2 < \lambda \le 2.3\\
&\xi = 4(b_2-2.3)(\lambda-2.8)^2 - b_2 && \text{when } 2.3 < \lambda \le 3.3\\
&\xi = 21(\lambda-3.8)^2 - 2.3 && \text{when } 3.3 < \lambda \le 3.4\\
&\xi = 12.5(\lambda-3.8)^2 - 2.2 && \text{when } 3.4 < \lambda \le 3.8\\
&\xi = (b_3-2.2)[(\lambda-4.9)/1.1]^2 - b_3 && \text{when } 3.8 < \lambda \le 6
\end{aligned} \qquad (۲۷)$$

$$\begin{aligned} b_1 &= 3.4\\ b_2 &= 3\\ b_3 &= 2.7 \end{aligned} \qquad (۲۸)$$

خواص ترموفیزیکی هوا نیز به صورت تابعی از دما و به کمک روابط زیر محاسبه می‌شوند که در آنها دما (T) برحسب درجه کلوین می‌باشد [17]:

$$\mu_{air}(kg/m.s) = 6.1090*10^{-6} + 4.6040*10^{-8}T - 1.0510*10^{-11}T^2 \qquad (۲۹)$$

$$k_{air}(W/m.K) = 3.2270*10^{-3} + 8.3894*10^{-5}T - 1.9580*10^{-8}T^2 \qquad (۳۰)$$

$$C_{p,air}(J/kg.K) = 1065.2 - 0.4480T + 9.8670*10^{-4}T^2 - 4.6667*10^{-7}T^3 \qquad (۳۱)$$

معادلات حاکم

برای به دست آوردن حوزه سرعت و دما بایستی معادلات پیوستگی، مومنتوم و انرژی (معادلات (۳۵-۳۲)) برای محیط داخل و خارج از قطره، حل

شوند. بدیهی است این معادلات به دلیل غیر خطی بودن و نیز وابسته بودن به یکدیگر، دارای حل تحلیلی نیستند و با استفاده از روش‌های عددی حل می‌شوند. تاکنون الگوریتم‌های مختلفی برای حل این معادلات ارایه شده‌اند که در اکثر کتاب‌های دینامیک سیالات محاسباتی به آنها اشاره شده است. در این مقاله، برای حل معادلات ناویراستوکس و انرژی از روش حجم‌های کنترل استفاده شده است.

$$\frac{\partial}{\partial t}\iiint_{\forall}\rho d\forall+\iint_{A}\rho\vec{V}.\vec{n}\,dA=0 \qquad (۳۲)$$

$$\iiint_{\forall}\rho\left[\frac{\partial u}{\partial t}+u\frac{\partial u}{\partial x}+v\frac{\partial u}{\partial y}\right]d\forall=-\iint_{A}p\,dA_x+\iint_{A}\mu\vec{\nabla}u.dA \qquad (۳۳)$$

$$\iiint_{\forall}\rho\left[\frac{\partial u}{\partial t}+u\frac{\partial u}{\partial x}+v\frac{\partial u}{\partial y}\right]d\forall=-\iint_{A}p\,dA_y+\iint_{A}\mu\vec{\nabla}v.dA-\iiint_{\forall}\frac{\tau_{\theta\theta}}{y}d\forall \qquad (۳٤)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\iiint_{\forall}\rho C_p T d\forall+\iint_{A}\rho C_p(\vec{V}\cdot\nabla\vec{T})d\forall=-\iint_{A}k\nabla\vec{T}\cdot\vec{n}dA+\iiint_{\forall}q_{rad}d\forall \qquad (۳۵)$$

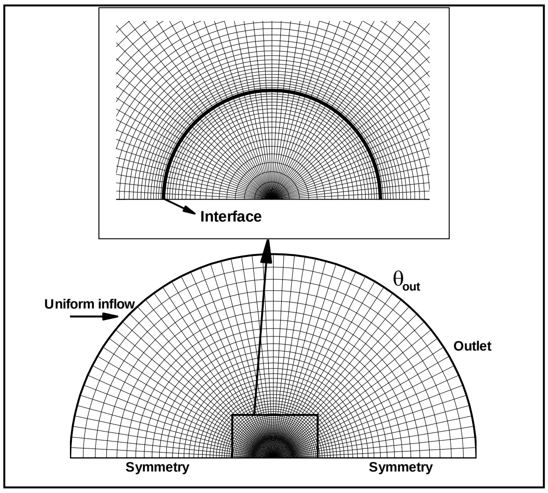
q_{rad} حرارت جذب شده به ازای واحد حجم قطره است که مقدار آن در هر سلول محاسباتی از حل معادلات تشعشع به دست می‌آید. به دلیل این که سرعت حرکت قطرات در هوا، اغلب کم بوده و اعداد ماخ مربوطه، کوچکتر از ۰/۳ است، جریان سیال، تراکم ناپذیر در نظر گرفته می‌شود. با توجه به استفاده از روش حجم محدود، از شکل انتگرالی معادلات حاکم استفاده شده است.

اعداد رینولدزی که در اکثر کاربردهای مربوط به قطرات پاشش شده در سیستم‌های احتراقی اتفاق می‌افتد، عمدتا کمتر از ۲۰۰ می‌باشد. همچنین سرعت قطرات تزریقی از حدود چند متر بر ثانیه تا ۵۰ متر بر ثانیه می‌باشد [18]، که با توجه به خواص ترموفیزیکی اغلب سوخت‌ها رینولدزی در حدود ۱۰ تا ۲۰۰ خواهد داشت. دستگاه مختصات بر مرکز قطره قرار گرفته است و از کاهش سرعت قطره در اثر نیروی پسا وارد بر آن صرف نظر شده است. با شروع از معادلات حاکم در دستگاه مختصات استوانه‌ای و انتقال آن به یک دستگاه مختصات عمومی، معادلات گسسته سازی شده‌اند که از دقت مرتبه دوم در زمان و مکان برخوردار هستند.

شبکه‌بندی و شرایط مرزی

فضای داخل و خارج از قطره حوزه محاسباتی را تشکیل می‌دهند که شبکه بندی محیط حل، در شکل (۲) نشان داده شده است. مطالعات زیادی برای انتخاب شبکه و گام زمانی مناسب که نتایج حل مستقل از آنها باشند، انجام شده است. شبکه های مختلفی با ابعاد ٤١×٤١، ٥١×٥١، ٦١×٦١، ٨١×٨١، ٦١×٥١، ٧١×٥١، ٩١×٥١، ٩١×٩١ و ١٢١×١٢١ مورد بررسی قرار گرفته‌اند. نتایج نشان می‌دهد که شبکه ٥١×٧١ که تعداد ٧١ گره در جهت شعاعی دارد نتایج قابل قبولی ارایه می‌دهد. از این تعداد گره شعاعی، ٢١ گره در داخل قطره و ٥١ گره در محیط اطراف در نظر گرفته شده است. به دلیل تغییرات شدید متغیرها در مرز مشترک فاز گاز و مایع، شبکه در این ناحیه ریز شده است.

در مرز خارجی تا قبل از زاویه خروجی، جریان یکنواخت ورودی و از زاویه خروج به بعد، شرط مرزی خروجی با استفاده از صفر کردن گرادیان‌ها در راستای شعاع، اعمال شده است. در محدوده اعداد رینولدز مورد بررسی زاویه خروج ۱۲۰ درجه در نظر گرفته شده است [19, 20]. بر روی مرز مشترک مایع و گاز از شرط مرزی تساوی تنش برشی (مماسی) و سرعت نرمال صفر (بدون در نظر گرفتن فرآیند تبخیر) استفاده شده است. همچنین با توجه به این که لغزش در سرعت وجود ندارد، سرعت مماسی گاز و مایع در فصل مشترک باهم برابرند.



شکل ۲ شبکه بندی محیط حل و شرایط مرزی

روش حل عددی

یکی از مشکلاتی که در حل معادلات ناویراستوکس در جریان‌های تراکم ناپذیر با اعداد ماخ کوچک وجود دارد، محاسبه میدان فشار است، زیرا یک معادله مستقل زمانی برای محاسبه فشار وجود ندارد. معادلات حاکم شامل معادله پیوستگی، دو معادله مومنتوم و معادله انرژی جهت تعیین چهار مجهول u ، v ، P و T می‌باشند. برای محاسبه توزیع زمانی فشار، معادله‌ای صریح که شامل ترم فشار باشد، وجود ندارد. بنابراین باید از روشی دیگر برای تعیین فشار استفاده کرد. در این کار از یک روش Projection-like استفاده شده است که اولین بار توسط چورین (Chorin) از دانشگاه برکلی در سال ۱۹٦۸ ارایه شد [21]. این روش یک روش حل دو مرحله‌ای است:

مرحله اول: حل معادلات مومنتوم با استفاده از میدان فشار مرحله قبل (در اولین گام زمانی با استفاده از حدس اولیه)

$$\frac{V^{*}-V^{n}}{\Delta t}+\nabla\cdot(\vec{V}^{n}\vec{V}^{*})=-\nabla P^{n}+\frac{1}{Re}\nabla^{2}\vec{V}^{*} \qquad (۳٦)$$

مرحله دوم: تصحیح توزیع سرعت به دست آمده با استفاده از تصحیح کننده فشار (α)

$$\frac{\vec{V}^{n+1}-\vec{V}^{*}}{\Delta t}=-\nabla\alpha \qquad (۳۷)$$

$$P^{n+1}=P^{n}+\alpha \qquad (۳۸)$$

که در آن α به تغییرات فشار در یک گام زمانی مربوط است. با جمع زدن معادلات بالا و توجه به این نکته که برای رفع خطای ناشی از خطی سازی جملات جابه‌جایی، حل معادلات به روش تکراری انجام خواهد شد. در واقع نتیجه روش، حل ضمنی معادلات مومنتوم به صورت زیر است:

$$\frac{V^{n+1}-V^{n}}{\Delta t}+\nabla\cdot(\vec{V}^{n}\vec{V}^{n+1})=-\nabla P^{n+1}+\frac{1}{Re}\nabla^{2}\vec{V}^{n+1} \qquad (۳۹)$$

که متناظر با حل معادله ناویراستوکس کامل به روش ضمنی می‌باشد. برای محاسبه α با توجه به مرحله دوم داریم:

$$\vec{V}^{n+1}=\vec{V}^{*}-\nabla\alpha\ \Delta t \qquad (٤٠)$$

از طرفی می‌بایست $\vec{V}^{n+1}$ در معادله پیوستگی صدق کند:

$$\vec{\nabla}\cdot\vec{V}^{n+1}=0\Rightarrow\vec{\nabla}\cdot\vec{V}^{*}-\Delta t\ \nabla^{2}\alpha=0$$
$$\Rightarrow\nabla^{2}\alpha=\frac{1}{\Delta t}\vec{\nabla}\cdot\vec{V}^{*} \qquad (٤١)$$

حوزه سرعت به دست آمده از مرحله اول به علت این که جمله فشار در این معادله مربوط به زمان قبل است، لزوما در معادله پیوستگی صدق نخواهد کرد و می‌بایست تصحیح شود. تصحیح سرعت که با $\vec{V}_c$ نشان داده می‌شود را می‌توان بر حسب یک حوزه سرعت غیر چرخشی بیان کرد. زیرا این تصحیح سرعت به نقص در حوزه فشار مربوط است که ایجاد چرخش در حوزه سرعت نمی‌کند و در نتیجه می‌توان آن را به صورت گرادیان یک میدان اسکالر مانند ϕ بیان کرد [21]:

$$\vec{V}^{n+1}=\vec{V}^{*}+\vec{V}_{c}$$
$$\vec{V}_{c}=\nabla\phi \qquad (٤۲)$$

بنابراین داریم:

$$\vec{V}^{n+1} = \vec{V}^* + \nabla\phi \Rightarrow \vec{\nabla}\cdot\vec{V}^{n+1} = \vec{\nabla}\cdot\vec{V}^* + \nabla^2\phi$$
$$\Rightarrow \nabla^2\phi = -\vec{\nabla}\cdot\vec{V}^* \qquad (۴۳)$$

به کمک رابطه (۴۱) می‌توان نشان داد که تصحیح سرعت و تصحیح فشار از طریق گام زمانی مستقیما به یکدیگر مربوط می‌باشند:

$$\nabla^2\alpha = \frac{-1}{\Delta t}\nabla^2\phi \Rightarrow \alpha = -\frac{\phi}{\Delta t} \qquad (۴۴)$$

بنابراین مراحل حل به شکل زیر خواهند بود:

۱- حل معادله مومنتوم بر مبنای حوزه فشار حدسی یا مرحله قبل و محاسبه $\vec{V}^*$.

۲- حل معادله پواسون ($\nabla^2\phi = -\vec{\nabla}\cdot\vec{V}^*$) برای محاسبه ϕ.

۳- محاسبه تصحیح کننده فشار (از رابطه (۴۴)) و تصحیح حوزه سرعت و فشار.

نتایج

در کار حاضر حوزه سرعت و دما در محیط داخل و خارج از قطره در حضور انتقال حرارت تشعشعی حل شده‌اند. اعتبارسنجی حل عددی در حوزه سرعت و دما در حالت عدم وجود تابش و نیز توزیع حرارت جذب شده در اثر تابش انجام شده است. برای اطمینان از صحت حل عددی معادلات ناویراستوکس و انرژی در داخل و خارج از قطره در حالت عدم وجود تابش، از دو پارامتر ضریب درگ و عدد ناسلت متوسط استفاده شده است.

الف) مقایسه ضریب درگ: در مرجع [22] ضریب درگ کل در نسبت‌های ویسکوزیته متفاوت و به ازای اعداد رینولدز مختلف ارایه شده است (نسبت ویسکوزیته عبارت است از ویسکوزیته سیال داخل قطره تقسیم بر ویسکوزیته سیال خارج از قطره). نسبت ویسکوزیته بی‌نهایت متناظر با جریان حول کره جامد و نسبت‌های ویسکوزیته کوچک‌تر از بی‌نهایت متناظر با جریان روی قطره می‌باشند. در جدول (۱) نتایج حل عددی حاضر با نتایج ارایه شده در مرجع [22] به ازای نسبت ویسکوزیته ۵۵ مقایسه شده است. همان‌طور که مشاهده می‌شود، نتایج تطابق بسیار خوبی باهم دارند.

جدول ۱ مقایسه ضریب درگ از حل عددی حاضر با نتایج کلیفت [22] در نسبت ویسکوزیته ۵۵

رینولدز	ضریب درگ مرجع [22]	ضریب درگ از حل عددی حاضر	درصد خطا
10	4.23	4.38	3.5
20	2.69	2.72	1.1
30	2.10	2.11	0.4
40	1.78	1.79	0.6
50	1.56	1.57	0.6
100	1.08	1.07	0.9

ب) مقایسه ناسلت متوسط: روابط مختلفی برای محاسبه عدد ناسلت متوسط برای جریان حول یک کره صلب با دمای سطح ثابت بر حسب اعداد رینولدز و پرانتل ارایه شده است. از روابطی که در حوزه رینولدز پرکاربرد در تزریق قطرات ($1 \le Re \le 100$) موجود می‌باشد رابطه زیر است [22]:

$$\frac{Nu-1}{Pr^{1/3}} = [1+(\frac{1}{Re\,Pr})]^{1/3} Re^{0.41}$$
$$1 \le Re \le 400 \qquad (۴۵)$$
$$0.25 \le Pr \le 100$$

این رابطه توسط کلیفت [22] با خطایی کمتر از ۳ درصد با استفاده از نتایج دیگر محققین برازش شده است. نتایج به دست آمده از حل عددی حاضر در عدد پرانتل ۱ در جدول (۲) با نتایج حاصل از این رابطه مقایسه شده‌اند. همان‌طور که مشاهده می‌شود نتایج تطابق بسیار خوبی دارند.

جدول ۲ مقایسه عدد ناسلت از حل عددی حاضر و رابطه (۴۵) به ازای $Pr = 1$

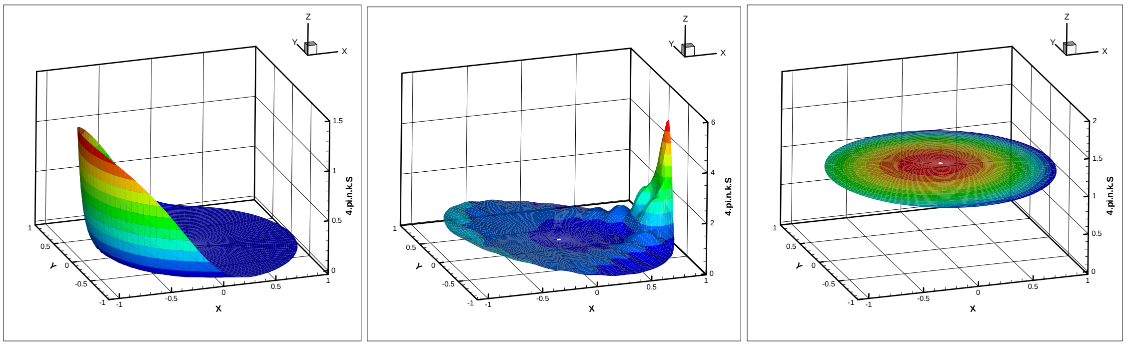
Re	Nu (eq. 45)	Nu(Present work)	Error(%)
10	3.653	3.600	1.4
30	5.077	5.017	1.1
50	6.005	5.993	0.2
75	6.898	6.983	1.2
100	7.629	7.868	3.1

برای اطمینان از صحت محاسبات انجام شده در مورد توزیع و شدت جذب تشعشع توسط قطره، کانتور سه بعدی انرژی تابشی جذب شده بدون بعد ($4\pi n\kappa S$) در سه طول مشخصه بدون بعد مختلف و در یک

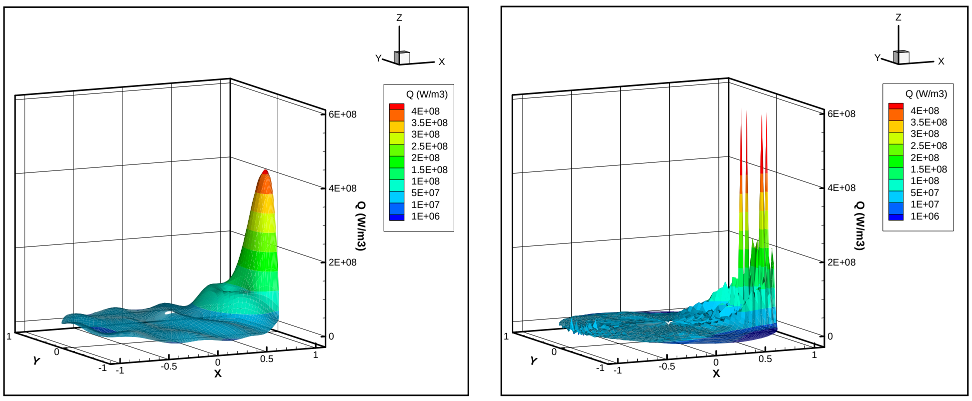
ضریب شکست مختلط مشخص ($m=1.5+0.1i$) در شکل (۳) نشان داده شده است. جهت تابش به قطره در این شکل‌ها از سمت چپ به راست می‌باشد.

همان‌طور که مشاهده می‌شود در طول مشخصه بدون بعد ۰/۵ جذب تابش درون قطره به طور تقریبا یک‌نواخت صورت گرفته است. اما با بزرگ شدن طول مشخصه بدون بعد، سطح قطره هم‌چون یک عدسی محدب عمل کرده و تابش را در پشت قطره (Back concentrated) متمرکز می‌کند. شکل (۳) نشان می‌دهد که در طول مشخصه بدون بعد ۱۰، حداکثر جذب در پشت قطره اتفاق افتاده است. باید در نظر داشت که با بزرگ‌تر شدن طول مشخصه بدون بعد (x=100)، قطره کمتر اجازه عبور تشعشع را می‌دهد و انرژی تابشی عمدتاً در سطح جلویی قطره (Front concentrated) جذب شده است.

توزیع حرارت جذب شده تابش جهت دار درون قطره‌های با شعاع ۵ و ۵۰ میکرون، با در نظر گرفتن تابعیت خواص تابشی سوخت از طول موج در شکل (٤) نشان داده شده است. همان‌طورکه مشاهده می‌شود حداکثر جذب در هر دو قطره در پشت آنها اتفاق افتاده است. علت این امر پایین بودن نسبی ضریب جذب سوخت مورد بررسی می‌باشد که اجازه می‌دهد اثر متمرکز کنندگی سطح قطره حتی در طول‌های مشخصه بدون بعد بزرگ نیز قابل توجه باشد. در حالت کلی، با افزایش ضریب جذب قطرات و یا افزایش طول مشخصه بدون بعد آنها، جذب تشعشع به جذب سطحی (یعنی در سطح جلویی) نزدیک‌تر می‌شود. در سوخت‌های با ضریب جذب کم، جذب سطحی در طول‌های مشخصه بدون بعد بسیار بزرگ‌تر اتفاق می‌افتد.



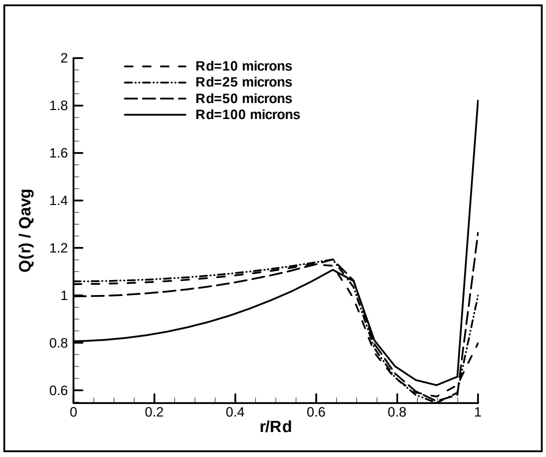
شکل ۳ توزیع انرژی تابشی جذب شده در قطره (تابش جهت‌دار) در سه طول مشخصه بدون بعد مختلف برای ضریب شکست مختلط $m=1.5+0.1i$



ب) شعاع قطره ۵ میکرون $Q_{average}=0.45983*10^9\ (W/m^3)$	الف) شعاع قطره ۵۰ میکرون $Q_{average}=0.12155*10^9\ (W/m^3)$

شکل ٤ توزیع انرژی تابشی جذب شده در قطره دودکان با خواص تابشی به صورت تابعی از طول موج (تابش جهت دار)

در شکل (۵) توزیع شعاعی گرمای جذب شده توسط قطره در حالت تابش با تقارن کروی رسم شده است. همان‌طورکه مشاهده می‌شود جذب در هسته قطره (Droplet core) تقریبا یک‌نواخت است و حداقل آن در نزدیکی‌های سطح قطره ($\overline{r} = 0.9$) اتفاق افتاده است. پروفیل حرارت جذب شده دارای یک نقطه ماکزیمم نسبی در سطح قطره است که با افزایش قطر قطره مقدار آن افزایش می‌یابد، در واقع شدت جذب سطحی در قطرات بزرگ‌تر بیشتر است. سطح قطره همانند یک عدسی محدب تابش را در $\overline{r} = 1/n$ متمرکز می‌کند که n ضریب شکست سوخت است. گرچه ضریب شکست سوخت طبق رابطه ۲۵ تابعی از طول موج است، مقدار متوسط آن به ازای تمامی طول موج‌ها عددی نزدیک به ۱/٤٦ است، و به همین علت پروفیل حرارت جذب شده در تمامی قطرها دارای یک نقطه ماکزیمم نسبی در $\overline{r} = 0.68$ می‌باشد.



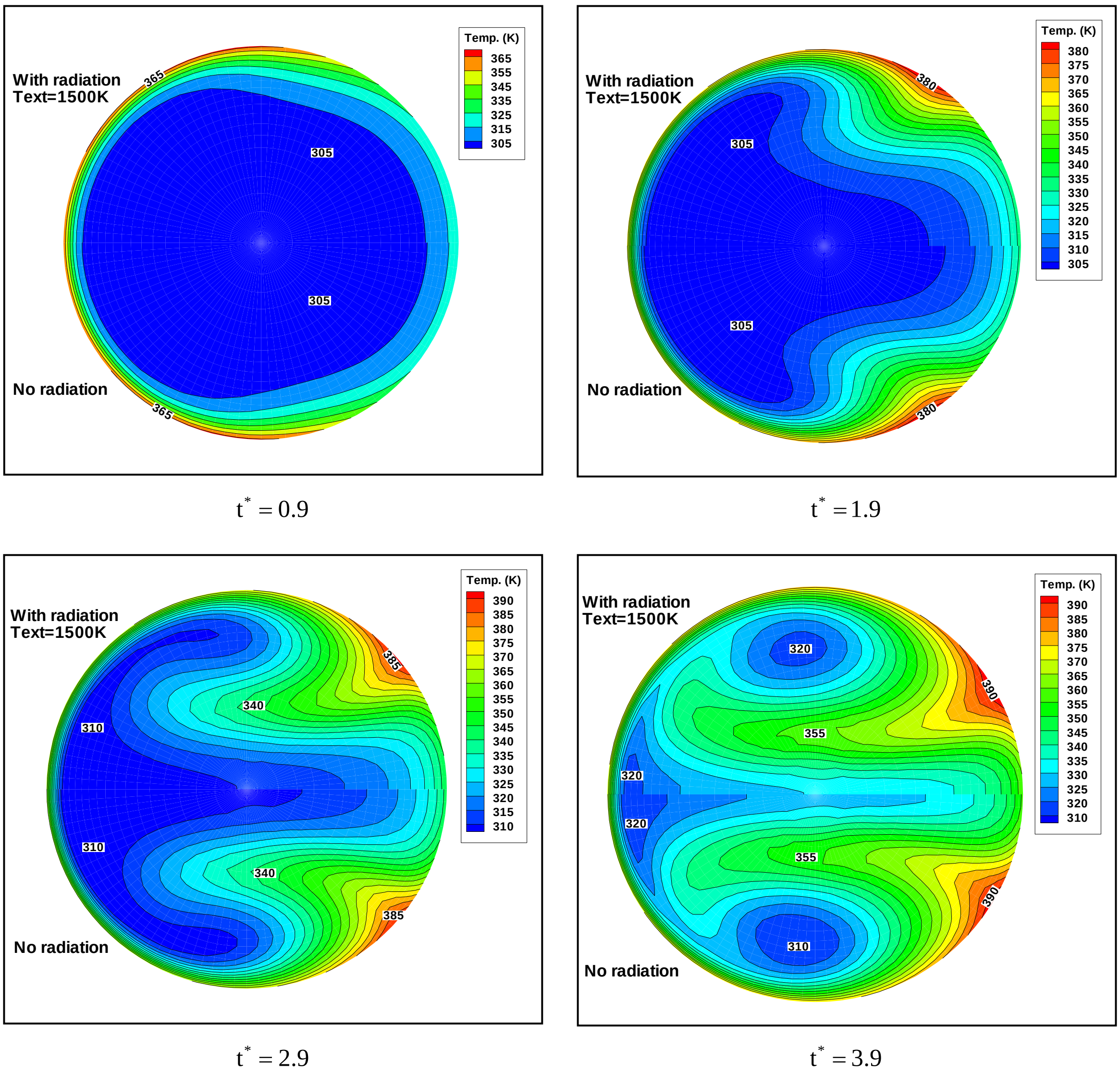
شکل ۵ گرمای تشعشعی جذب شده درون قطره برحسب فاصله شعاعی برای قطرات با قطرهای مختلف (تابش با تقارن کروی)
$(R_d = 10m, Q_{avg} = 13.74*10^9)(R_d = 25m, Q_{avg} = 9.9*10^9)$
$(R_d = 50m, Q_{avg} = 7.26*10^9)(R_d = 100m, Q_{avg} = 4.81*10^9)$

همچنین با توجه به شکل (۵) ملاحظه می‌شود، حداکثر جذب برای قطره‌ای با شعاع ۵۰ میکرون که در حالت تشعشع جهت‌دار در پشت قطره اتفاق افتاده بود، در حالت تابش با تقارن کروی در سطح قطره واقع شده است. زیرا در حالت تقارن کروی، از هر جهتی که تابش به قطره صورت بگیرد، جذب در سطح طرف مقابل حداکثر می‌شود، و این بدین معنی است که در حالتی که تابش به قطره از تمام جهات صورت می‌گیرد، سطح قطره حداکثر جذب تشعشع را دارا خواهد بود.

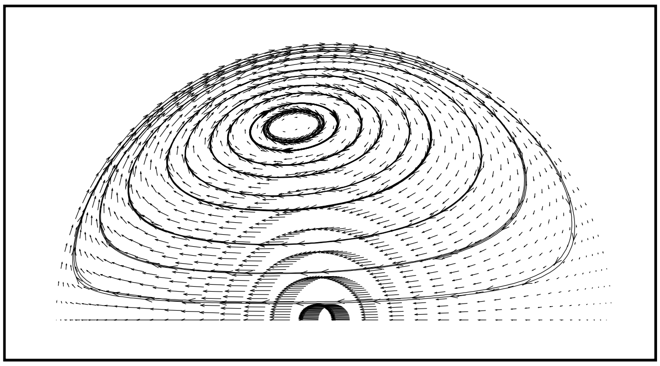
برای یک سوخت مشخص میزان تاثیر انتقال حرارت تابشی بر نرخ گرم شدن قطره، به نحوه تابش (جهت‌دار یا با تقارن کروی) و به اندازه قطره بستگی دارد. جذب تشعشع توسط قطرات بزرگ‌تر بهتر صورت می‌گیرد (که رابطه ۱۵ نیز همین مطلب را تایید می‌کند). هم‌چنین مقدار جذب کلی حرارت در حالت تقارن کروی بیشتر از حالت تابش جهت‌دار است. در مقاله حاضر، محاسبات برای قطره‌ای با شعاع ۵۰ میکرون، رینولدز اولیه ۵۰ و دمای اولیه ۳۰۰ درجه کلوین که به محیط هوای داغ با فشار ۱۰ بار و دمای هوای گرم ۱۰۰۰ درجه کلوین و دمای منبع تابش ۱۵۰۰ درجه کلوین تزریق می‌شود، انجام شده‌اند. نتایج به دست آمده نشان می‌دهند در نظر گرفتن انتقال حرارت تشعشعی در حالت تابش جهت دار تاثیر چندانی در نرخ گرم شدن قطره‌ی سوخت مورد بررسی ندارد، گرچه این نوع تابش می‌تواند در مورد قطرات بزرگتر و یا در سیالاتی با ضریب جذب بیشتر تاثیر گذار باشد. اما تابش با تقارن کروی در مورد سوخت مورد مطالعه می‌تواند باعث تسریع نرخ گرم شدن آن شود.

در شکل (٦) کانتور دمای درون قطره به صورت گذرا در زمان‌های بدون بعد مختلف در حالت وجود انتقال حرارت تشعشعی جهت دار (نیمه بالایی شکل‌ها) و در حالت عدم وجود تابش (نیمه پایینی شکل‌ها) رسم شده است. زمان بدون بعد به صورت $t^* = t/(r^2/\nu)$ تعریف شده است که در آن ν ویسکوزیته سینماتیک قطره می‌باشد. همان‌طورکه مشاهده می‌شود، در لحظات ابتدای تزریق، جلوی قطره گرم می‌شود، اما با عبور هوا از روی قطره و ایجاد تنش برشی در سطح مشترک گاز و مایع، سیال داخل قطره به حرکت در آمده و گردابه‌ای

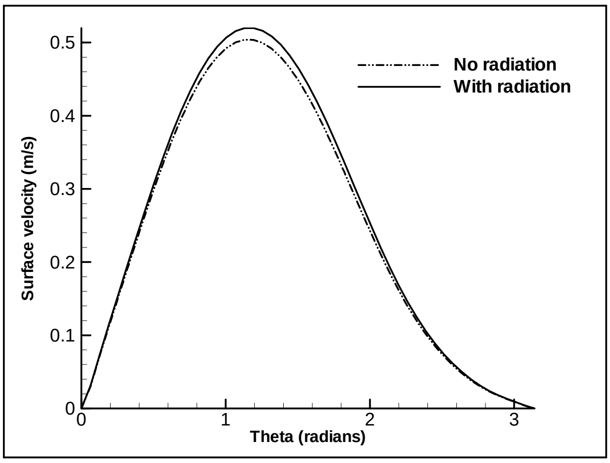
داخل قطره تشکیل می‌شود. شکل (۷) خطوط جریان سیال داخل قطره را در زمان بدون بعد ۱/۹ نشان می‌دهد. با تشکیل گردابه داخلی، جریان جابه‌جایی ایجاد شده درون قطره باعث انتقال نقطه حداکثر دما از نقطه سکون جلویی به سمت نقطه سکون پشت می‌شود. با گذشت زمان اثر وجود تابش بیشتر خود را نشان می‌دهد و باعث افزایش نفوذ حرارت به داخل قطره می‌شود. به طوری‌که در $t^*=3.9$ کمترین دمای قطره (۳۲۰K) درحالتی که تابش در نظر گرفته شده است تقریبا ۱۰ درجه بالاتر از کمترین دمای قطره (۳۱۰K) در حالت بدون تابش است.



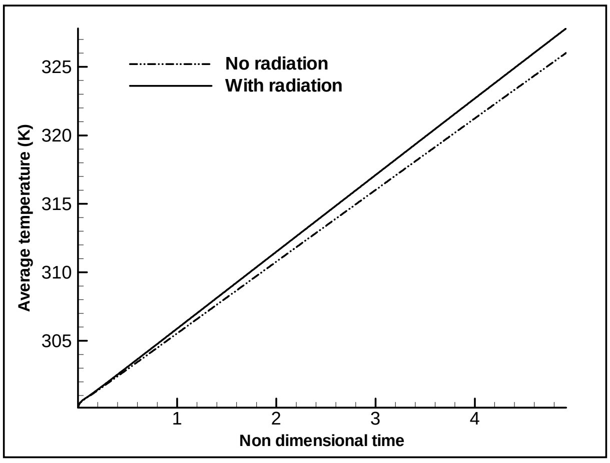
شکل ٦ کانتور دمای گذرا داخل قطره در زمان‌های بدون بعد مختلف در حالت وجود انتقال حرارت تشعشعی با دمای تابش ۱۵۰۰ درجه کلوین (نیمه بالایی) و عدم وجود تشعشع (نیمه پایینی)



شکل ۷ خطوط جریان داخل قطره در $t^* = 1.9$



شکل ۸ سرعت سطح قطره در حالت وجود و عدم وجود تابش در زمان بدون بعد ٤/۹



شکل ۹ تغییرات دمای میانگین قطره با زمان در حالت وجود و عدم وجود تشعشع با تقارن کروی

نتیجه‌گیری

با توجه به بالا بودن دما در اکثر سیستم‌های احتراقی، انتقال حرارت به قطره‌های پاشش شده در این سیستم‌ها می‌تواند در نرخ گرم شدن و در نتیجه در نرخ تبخیر آنها تاثیر گذار باشد. در این مقاله با استفاده از مدل می و مدل ساده سازی شده دمبروسکی به بررسی توزیع و میزان جذب تشعشع توسط یک قطره سوخت دیزل در دو حالت تابش جهت‌دار و تابش با تقارن کروی با درنظر گرفتن چرخش داخلی قطره پرداخته شد. حوزه سیال در داخل و خارج قطره در حضور انتقال حرارت تشعشعی با در نظر گرفتن تابعیت خواص تابشی از طول موج محاسبه شده است. با افزایش قطر و ضریب جذب قطره، جذب حرارت به جذب سطحی متمایل می‌شود، درحالی‌که با افزایش ضریب شکست، قدرت سطح قطره در متمرکز کردن تابش در پشت قطره افزایش می‌یابد. نتایج به دست آمده در مورد قطره‌ای از سوخت دیزل که با خواص ترموفیزیکی دودکان و خواص تشعشعی low sulfur ESSO AF1313 شبیه سازی شده است، نشان می‌دهد که حداکثر جذب در حالت تابش جهت‌دار در پشت قطره اتفاق می‌افتد، اما مقدار آن به اندازه‌ای نیست که تاثیر قابل ملاحظه‌ای بر نرخ گرم شدن قطره داشته باشد. اما در حالت تابش با تقارن کروی حداکثر جذب در سطح قطره اتفاق می‌افتد که باعث افزایش چرخش داخلی قطره و ارتقای نرخ انتقال حرارت به قطره می‌شود.

مراجع

1. Sazhin, S. S., "Advanced models of fuel droplet heating and evaporation", *Progress in Energy and Combustion Science*, vol. 32, pp. 162-214, (2006).
2. Sirignano, W. A., "*Fluid dynamics and transport of droplets and sprays*", Cambridge University Press, UK, (1999).
3. Van de Hulst, H.C., "*Light scattering by small particles*", Peter Smith Pub. Inc., (1982).
4. Bohren, C. F. and Huffman, D. R., "*Absorption and scattering of light by small particles*", New York, John Wiley & Sons, (1983).
5. Harpole, G.M., "Radiative absorption by evaporating droplets", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 23, pp. 17-26, (1979).
6. Tuntomo, A., Tien, C. L. and Park, S. H., "Internal distribution of radiant absorption in a spherical Particle", *Journal of Heat Transfer*, vol. 113, pp. 407, (1991).
7. Tuntomo, A. and Tien, C.L., "Transient heat transfer in a conducting particle with internal radiant absorption", *3rd ASME/JSME Thermal Engineering Joint Conference*, Reno, Canada, (1991).
8. Dombrovsky, L. A., "Thermal radiation from nonisothermal spherical particles of a semi transparent material", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 43, pp. 1661-1672, (2000).
9. Dombrovsky, L. A., "A modified differential approximation for thermal radiation of semitransparent non isothermal particles: application to optical diagnostics of plasma spraying", *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, vol. 73, pp. 433-441, (2002).

10. Dombrovsky, L. A., "Absorption of thermal radiation in large semi transparent particles at arbitrary illumination of the poly disperse system", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 47, pp. 5511-5522, (2004).
11. Dombrovsky, L. A. and Sazhin, S., "Absorption of thermal radiation in a semi-transparent spherical droplet: a simplified model", *International Journal of Heat and Fluid Flow*, vol. 24, pp. 919-927, (2003).
12. Sazhin, S. S., Krutitskii P. A., Abdelghaffar, W. A., Sazhina, E. M., Mikhalovsky, S. V., Meikle, S. T. and Heikal, M. R., "Transient heating of diesel fuel droplets", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 47, pp. 3327–3340, (2004).
13. Abramzon, B. and Sirignano, WA., "Droplet vaporization model for spray combustion calculations", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 32, pp. 1605–1618, (1989).
14. Abramowitz, M. and Stegun, I.A., "*Handbook of mathematical functions*", Dover, New York, (1970).
15. Ozisik, M.N., "*Radiative transfer and interaction with conduction and convection*", John Wiley and Sons, New York, (1973).
16. Abramzon, B. and Sazhin, S., "Convective vaporization of a fuel droplet with thermal radiation absorption", *Fuel*, vol. 85, pp. 32-46, (2006).
17. Haywood, R. J., "Variable property, blowing and transient effects in convective droplet evaporation with internal circulation", M.A.Sc. Thesis, University of Waterloo, Waterloo, Ontario, (1986).
18. Pitcher, G., Wigley, G. and Saffman, M., "Velocity and drop size measurements in fuel sprays in a direct injection diesel engine", *Particle and Particle Systems Characterization*, vol. 7, pp. 160-168, (1990).
19. Dwyer, H. A., "Calculations of droplet dynamics in high temperature environments", *Progress in Energy & Combustion Science*, vol. 15, pp. 131-158, (1989).
20. Niazmand, H., "Numerical study of thermocappilary effects on transient droplet heating and vaporization", Ph.D. Thesis, University of California, Davis, (1993).
21. Chorin, A. J., "Numerical solution of Navier-Stokes equations", *Mathamatics of Computation*, vol. 22, pp. 745-762, (1968).
22. Clift, R., Grace, J. R. and Weber, M. E., "*Bubbles, drops and particles*", Academic Press INC., (1978).